ミューオニウム精密レーザー分光実験@J-PARC

岡山大学異分野基礎科学研究所植竹智uetake@okayama-u.ac.jpthiraki

平木貴宏 thiraki@okayama-u.ac.jp

KEK 素粒子原子核研究所 鈴木一仁 kazuhito.suzuki@j-parc.jp KEK 加速器研究施設 吉田光宏 mitsuhiro.yoshida@kek.jp

2021年(令和3年)2月3日

1 はじめに

素粒子の実験研究で従来から進められてきた一つの方 向は、加速器への投入エネルギーを高くして未発見の素 粒子を直接探索する方法である。2012 年に Higgs 粒子が 発見されるまでこのタイプの研究は大きな成功を収めて きており、標準理論の構築に大きな貢献を果たしてきた。 一方で Higgs 粒子以外の新たな粒子の兆候は見つかって おらず、加速器のさらなる大型化・高エネルギー化にも 限界が見え始めている。このような状況の中、標準理論 を超えた新物理への手がかりを得るためには従来のやり 方とは大きく異なる手法を開拓していくことも重要であ る^{*1}。その方向の一つとして近年注目されているのが、 **原子・分子を使った精密計測**により新物理へのヒントを 探る手法である [1]。

我々の研究グループは,純レプトン原子:ミューオニ ウム (Mu)の精密計測による標準理論の精密検証などを 目標として,世界最高性能のミューオン生成能力を持つ J-PARC での研究を 2019 年度から開始した。ミューオ ニウムは正のミューオン μ⁺ に電子 e⁻ が束縛された,レ プトンのみから構成される「原子」であり,水素原子の同 位体の一種と見なすことができる。水素原子との違いは, 内部構造を持たない素粒子のみで構成されるため,エネ ルギー準位の高精度な理論計算が可能な点である。水素 様原子のエネルギー準位 (図 1)には原子核-電子間のポ テンシャルが反映され,次式のように書ける [3]。

$$E_{\text{tot}} = E_{\text{D}} + E_{\text{RM}} + E_{\text{QED}} + E_{\text{HFS}} + E_{\text{weak}} + E_{\text{had}} + E_{\text{BSM}}.$$
 (1)

準位の主要な部分はディラック方程式で計算できる E_D で決まり、ここに換算質量の補正 $E_{\rm RM}$, QED 補正項 $E_{\rm QED}$, 超微細分裂 (Hyperfine Splitting: HFS) $E_{\rm HFS}$, そして電弱効果 $E_{\rm weak}$ とハドロン真空偏極 $E_{\rm had}$ の影響 などが加わる。もし未知の新粒子による相互作用があれ ば $E_{\rm BSM}$ としてエネルギーがシフトすることになる。す なわち、精密な分光実験と理論計算の比較により標準理 論の精密検証が可能である。そして精度を上げていくこ とで、ミューオンと電子に結合する未知のスカラー粒子 およびベクトル粒子の探索なども地上実験により可能と なる [4]。

本研究は科研費 (基盤 S, 2019-2023) に採択され,高エ ネルギー加速器研究機構・物質構造科学研究所 (IMSS)・ ミュオン実験施設の S 型課題としても 2020 年度に認め られており,2021 年度前半に最初のレーザー分光実験を 行う予定で準備を進めている。本研究の当面の目標は, 基礎物理定数であるミューオン質量 m_µの精度を従来よ り 1 桁以上向上させることである。

ミューオンに関する重要な基礎物理定数: (1) ミュー オンの異常磁気モーメント (g-2), (2) 磁気モーメント μ_{μ} , (3) 質量 m_{μ} を精密測定する研究が,世界の複数機 関でそれぞれ独立に進められている。J-PARC はこれら 3 つの実験がすべて並行して進行中という,世界で唯一 の研究施設となっている。それぞれのパラメータは物理 的にも実験技術的にも密接に関連しているため,3 つの 実験が同じ場所で進むことにより様々なシナジーが期待 できる。さらに,2020 年度にはg-2/EDM 実験が科研費 特別推進研究, μ_{μ} 測定実験 (MuSEUM) が基盤 S にそ れぞれ採択された。 m_{μ} の精密決定を目指した本研究と あわせて,今後数年間で大きな進展が期待される。これ がミューオンを用いた精密計測の研究を取り巻く現状で

^{*1} 同様のことは長島順清氏による 16 年前の日本物理学会誌でも 指摘されている [2]

ある。

本稿では,2019 年度から新たに始まったミューオニウ ムの精密レーザー分光実験を紹介する。この研究の特徴 は,(a)原子物理学の分野で発展したレーザーによる原子 の精密計測の技術,(b)加速器の高度化により実現した大 量のミューオン生成技術,この2つを合わせることで初 めて実現可能となる研究という点である。伝統的な素粒 子研究の手法を「異分野融合」により拡張し,低エネル ギー領域の超精密計測から素粒子研究の本質へ迫ろうと いう試みである。



図1: ミューオニウムのエネルギー準位図。Fは全角運動量。

2 Mu レーザー分光実験

2.1 物理的背景:基底状態の超微細分裂

研究の背景として,基底状態の超微細分裂精密測定に ついて述べる。(1)式を展開しミューオニウムの基底状態 超微細分裂の周波数間隔 $\Delta \nu_{1S-HFS}$ を求めると次式のよ うになる [5]。

$$\Delta \nu_{1S\text{-HFS}} = \Delta \nu_{\rm D} + \Delta \nu_{\rm QED} + \Delta \nu_{\rm weak} + \Delta \nu_{\rm had} + \Delta \nu_{\rm BSM} \qquad (2)$$

$$\Delta\nu_{\rm D} = \frac{16}{3} c R_{\infty} \alpha^2 \frac{\mu_{\mu}}{\mu_B} \left(1 + \frac{m_e}{m_{\mu}}\right)^{-3} \left[1 + \mathcal{O}(\alpha^2)\right] \quad (3)$$

ここで*c*は光速, R_{∞} は Rydberg 定数, α は微細構造定 数, μ_{μ} はミューオンの磁気モーメント, μ_{B} はボーア磁 子, $m_{e(\mu)}$ は電子 (ミューオン) 質量である。このうち, 電弱効果の影響は $\Delta\nu_{\text{weak}} = -65$ Hz [6], ハドロン真空 偏極の影響は $\Delta\nu_{\text{had}} = +232.68(1.44)$ Hz [7] と理論計 算で明らかにされている。また, 電弱効果の 2 次の補正 項は 1 mHz 未満と非常に小さいことも明らかになってい る [8]*²。一方, ミューオニウムの基底状態超微細分裂の 実験値は、1998 年の LAMPF での結果 [10] が現在の最 高精度で、不確かさは 53 Hz だった。すなわち $\Delta \nu_{\text{weak}}$ や $\Delta \nu_{\text{had}}$ を検証できる一歩手前まで近づいている。そし て現在 J-PARC で準備が進められている MuSEUM 実 験では、実験不確かさを約 1 桁下の 8 Hz とすることを目 標にしている [11]。

このように $\Delta \nu_{1S-HFS}$ の実験不確かさは標準理論を精 密検証できる段階に近づいている。一方で,その理論 値 (計算値)の不確かさは現状 515 Hz であり [9],残 念ながら標準理論を検証できる段階ではない。不確か さの主要因はミューオン質量 m_{μ} の実験値 (相対不確 かさ $u_r[m_{\mu}] = 120$ ppb^{*3}, ppb は 10^{-9})から来ている (511 Hz)。(3)式にあるように遷移周波数は換算質量に よりシフトするため,理論計算のインプットに m_{μ} の実 験値が必要である。その実験値は LAMPF の結果 [10] で 決まっているが,この精度がまだ低いため,標準理論を 精密検証するためには m_{μ} の精度を向上することが急務 となっている。

さらに、ミューオンの異常磁気モーメント a_{μ} と m_{μ} とは

$$a_{\mu} = \frac{g_{\mu} - 2}{2} = \frac{\omega_a}{\omega_p} \frac{\mu_p}{\mu_e} \frac{m_{\mu}}{m_e} \frac{g_e}{2}$$
(4)

という関係にあるので、 m_{μ} の精度改善はg-2 anomaly で見えている可能性のある新物理の検証にも貢献する。

2.2 *m_µ*の測定方法

(1) 式にあるようにミューオニウムのエネルギー準位に は換算質量の補正が入るため、二準位間の遷移周波数を 測ることで m_µ を決めることが可能である^{*4}。(3) 式にお いて、

$$\frac{\mu_{\mu}}{\mu_{B}} = (1 + a_{\mu}) \frac{m_{e}}{m_{\mu}} \tag{5}$$

であるから、1*S*-HFS の結果からは μ_{μ} または質量 m_{μ} を求めることができる。ただし、1*S*-HFS を使って標準 理論を検証するためには、それとは独立な測定で m_{μ} を 決める必要がある。そのために重要なのが 1*S*-2*S* 遷移の レーザー分光である。

1S-2S 遷移周波数 $\Delta \nu_{1S2S}$ は

$$\Delta \nu_{1S2S} \approx \frac{3}{4} c R_{\infty} \left(1 + \frac{m_e}{m_{\mu}} \right)^{-1} \tag{6}$$

^{*2} QED の高次補正等の計算は不確かさがまだ 70 Hz 程度残る が [9], これを一桁下げる研究が継続して進められている。

^{*&}lt;sup>3</sup> CODATA 推奨値では理論計算と合わせることで $u_r[m_{\mu}] = 22$ ppb とされているが,理論の妥当性を実験で検証するために は,理論計算へのインプットとして使うべきは実験値なので,本 稿では $u_r[m_{\mu}] = 120$ ppb を使用する。

^{*4} 正確には電子との質量比 m_e/m_μ だが,電子質量の不確かさは 0.3 ppb と十分小さいので,実験で決まる不確かさはそのまま m_μ の不確かさとなる。



図 2: (a) 1*S*-2*S* レーザー分光システム全体図。244 nm CW (連続発振波) レーザーで 2S 状態へ励起したミューオニウムを 355 nm のパルス YAG レーザーでイオン化し, SOA レンズで μ^+ を加速して MCP で検出する。静電偏向電極と偏向電磁石でバックグラウンドを除去する。(b) 分光レーザーシステムの概略。外部共振器半導体レーザーにより 30 mW 程度の CW 光 (波長 976 nm) を生成し, 半導体光アンプ (OSA), Yb ドープファイバ光アンプ (YDFA) で 5 W 程度まで光を増幅する。増幅した 976 nm 光を 2 段階の非線形波長変換により 2 倍波 (SHG, 488 nm) および 4 倍波 (FHG, 244 nm) に変換する。レーザー周波数計測および線幅狭窄化は, 超低熱膨張ガラスによる高 Q 値光共振器に安定化した波長 1.5 μ m の狭線幅レーザーと Er ドープファイバ光コムシステムを用いる。

と書くことができるが, この遷移周波数 (約 2.5×10¹⁵ Hz) に対する換算質量のシフトは約 0.5% と非常に大きく影 響する。そのため, $\Delta \nu_{1S2S}$ を精密に計測することで, 実 験から m_{μ} を精密に決定できる。例えば $\Delta \nu_{1S2S}$ を不確 かさ 100 kHz 以下で測定すれば,現在より高い 8 ppb の精度で m_{μ} を決定できる。これがミューオニウム精密 レーザー分光実験の目標である。

2.3 Mu レーザー分光実験の歴史

ミューオニウムを基底状態 1*S* から 2*S* 状態ヘ二光子で レーザー励起する実験が世界で最初に行われたのは,こ こ日本である。後にノーベル物理学賞を受賞する Steven Chu^{*5}が東大の永嶺,三宅,久我らと共に KEK で実験を 行った [12]。先駆的な実験が行われたここ日本において, 残念ながらその後 Mu のレーザー分光実験は行われてこ なかった。最後に Mu の 1*S*-2*S* レーザー分光実験が行わ れたのは英国 Rutherford Appleton Laboratory (RAL) で,1999 年のことである [13]。このときの結果が現在の 最高精度で,不確かさ 9.8 MHz だった。

RAL の実験における不確かさの主要因については彼ら の論文で議論されており [13], 主に次の4点が挙げられ る:(1)統計量不足,(2)周波数線幅約10 MHz のパルス レーザーを用いたことによるスペクトル幅の広がり,(3) 対向入射のレーザー波面不一致による残留ドップラー広がり, (4) レーザー周波数の較正誤差。

2.4 J-PARC 実験の概要と国際的状況

我々の研究では $\Delta \nu_{1S2S}$ の測定精度を RAL の実験よ り2桁以上向上させることを目標にしている。そのよう な大幅な改善が可能なのかと疑問を持たれる方もあるか と思われるが、現代の最新技術を投入すれば十分実現可 能と考えている。というのも、この 20 年間で光の周波数 を測定する技術、ミューオンを大量生成する技術とも大 きく向上しているためである。図2に実験システムの概 要を示す。詳しくは次章以降で述べるが, J-PARC の大 強度ミューオンビームを用い、さらに J-PARC ミューオ ン g-2/EDM 実験グループが開発した、シリカエアロゲ ル標的による高効率ミューオニウム生成技術を用いて統 計量を増やす (3章)。そして4章で説明するように、レー ザーについても最先端の技術を投入する。線幅 100 Hz 程度の連続発振波 (continuous-wave, CW) レーザーと 光共振器を用いることで残留ドップラー広がりを抑制し, 光コムを用いた絶対周波数測定により周波数較正誤差を 抑制する。

本実験では Phase-0 で波長 244 nm のパルスレーザー によるミューオニウムの二光子共鳴イオン化を用いて, ミューオニウムの生成量や検出システム,背景事象の評 価を行う。その後 CW レーザー (または狭線幅のパルス レーザー)を用いた実験 Phase-1 で 1*S-2S* 遷移周波数を

^{*&}lt;sup>5</sup> 1997 年,レーザーを用いて原子を冷却およびトラップする研究 により C. Cohen-Tannoudji, W. D. Phillips とともにノーベ ル物理学賞受賞

1 MHz の不確かさで測定する。そして実験 Phase-2 で CW レーザーにより不確かさ 100 kHz を目標に遷移周波 数を測定する。CW レーザーはパルスレーザーに比べて 光強度が落ちるが,図 2(a)のように光共振器を使うこと により,共振器内部の光強度を 10 倍以上増大させる。光 共振器内で往復する定在波は,どの場所でもその波面が 完全に一致するため,ミューオニウムは完全に対向する 二光子を吸収することで 1 次ドップラーシフトがキャン セルされる。そのため,RAL 実験で不確かさ要因となっ ていた残留ドップラー広がりを抑えることが可能である。

CW レーザーを用いたミューオニウム 1*S*-2*S* 周波数の 精密測定は,本研究の他にスイスのポールシェラー研究 所 (PSI) で計画されている Mu-MASS 実験がある [14]。 Mu-MASS は J-PARC と異なり CW ミューオンビーム を使用する等の違いがある。競争相手ではあるが信頼性 の高い値を得るためにはお互いが結果を出すことが重要 である。

3 Mu 生成と測定システム

実験は J-PARC センター物質生命科学実験施設 (MLF) S ライン (Surface muon beamline) で 2021 年 度から運転を開始する予定の S2 エリアで行う。図 2(a) に実験装置の概略を示す。実験エリアへ到達した表面 ミューオンビーム (運動量 28 MeV/c, 偏極度 100%) は 標的 (シリカエアロゲル) に入射してミューオニウムとな り真空中へ放出される。ここへ二光子励起レーザー (波 長 244 nm, 深紫外光) とイオン化のための 355 nm パ ルスレーザーを当てて共鳴イオン化し, 生成した超低速 μ^+ を低速ビームラインで加速して Micro-channel Plate (MCP) で検出する。超低速ミューオンの効率的な輸送・ 検出のため, シリカエアロゲル標的はビーム輸送機器と連 結した真空容器内に設置する。

この章ではミューオニウム生成標的と測定システムで ある検出ビームラインの準備状況について説明する。

3.1 Mu 生成標的

ミューオニウム生成標的には, J-PARC ミューオン g-2/EDM 実験 [15] の超低速ミューオン源用に開発された シリカエアロゲル標的 (図 3) を用いる。シリカエアロゲ ル標的に入射した表面ミューオンは, イオン化損失と電子 捕獲・脱離によりエネルギーを失い, その過程で形成され たミューオニウムとともに標的物質との弾性・非弾性衝 突を経て, 標的温度に熱化する。電気的に中性なミュー オニウムは標的物質内を拡散し, 標的表面に到達したもの は標的外に放出される。放出された室温のミューオニウ ムからレーザー共鳴イオン化法により電子を脱離するこ とで,運動エネルギー 25 meV (運動量 2.3 keV/c,温度 300 K)程度の超低速ミューオンが得られる。このような 超低速ミューオンは,物性研究のプローブとしての応用も 期待されている [16]。

室温にて真空中にミューオニウムを放出する物質とし てはシリカパウダーが知られているが [17], 真空環境内 での取り扱いは粉末飛散や形状・収率安定性などの点か ら難しい。そのため, 組成が同じで取り扱いの容易なシー ト状 (厚さ1 cm 程度) のシリカエアロゲルを用いている。 開発当初, シリカエロゲルからのミューオニウム放出率 はシリカパウダーのそれと比べて 1/5 程度であった。そ の後標的放出面に O(0.1 mm) 径の穴構造をレーザー加 工する工夫を行い, ミューオニウムの拡散距離を実効的 に延ばし, 放出率を 10 倍程度向上させることに成功して いる (図 3) [18,19]。現在も加工構造の最適化や長時間運 用における放出率の安定性など, ミューオニウム放出率の 更なる向上や標的の実装を目指した研究開発を進めてい る [20]。

また、Phase-2 実験での系統誤差要因として、ミュー オニウムの速さに応じて共鳴ピーク位置が低周波側にシ フトする 2 次ドップラーシフトが挙げられる [21]。紙面 の都合上詳細は省くが、ミューオニウムの速度を遅くす ることは 2 次ドップラーシフトを小さくすると共に相互 作用時間も長くできるため、不確かさのさらなる低減に 効果的である。そのため、Phase-2 実験に向けて、冷却 したシリカエアロゲル標的による低温・低速ミューオニ ウム生成についても検討している。



図 3: レーザー加工したシリカエアロゲル標的の共焦点レー ザー顕微鏡による表面写真 (左)と、ミューオン照射試験での 設置の様子 (右)。(文献 [18,20]より引用。)

3.2 測定システムの準備状況

イオン化した超低速ミューオンは,静電レンズによる 加速と収束を用いて,レーザー照射領域から下流のビーム 輸送系に引き出す。ビーム輸送系では,適宜配置した静



図 4: 測定システム全体のコミッショニングの様子 (2020 年 1 月)。

電四重極レンズで収束を調整しながら,静電偏向電極と 偏向電磁石 (ともに偏向角 90°) による電荷,運動エネル ギー,運動量の選別を経て,終端に装備した MCP にて超 低速ミューオンを検出する。表面ミューオンビームに混 在している陽電子や標的への入射以降に崩壊したミュー オンからの陽電子は,偏向機器の選別で除去されるが,一 部は輸送機器を貫通して MCP に到来し得る [22]。この 背景事象は MCP の周囲に veto 用シンチレータを配置し て除去する。

ビーム輸送機器は, 2000 年頃に KEK で製作し, 英国 RAL の RIKEN-RAL ビームラインにて超低速ミューオ ン生成・測定実験 [23] に使われたものを部分的に改修し て用いている。大部分の機器は製作から 20 年程経ってい るが, 2014 年に J-PARC へ移送した後も断続的に稼働し ており, ミューオン高周波加速実証のための負ミューオ ニウム生成実験 [24] や実証試験 [24,25] にも使われてい る。2019 年 9 月にレーザー開発拠点の一つである KEK つくばキャンパスに移送し, 機器の改修や動作試験, 組み 替え, コミッショニングなどを進めてきた (図 4)。ビーム 輸送機器の組み替えは, S2 エリアのレイアウトの制約か ら偏向方向を反転させるためのもので, 支持構造体の改 修やアライメント測定と合わせて, 2020 年 5 月から 7 月 にかけて行なっている。組み替え後のアライメントを考 慮したビーム輸送シミュレーション (図 5) から, 超低速 ミューオンの MCP までの輸送効率は 60% 程度と評価し ている。

ビーム輸送機器のコミッショニングは H⁺ イオンを用 いて行っている。H⁺ イオンの生成には、J-PARC ミュー オン g-2/EDM 実験におけるミューオン加速器のコミッ ショニングに用いられた H⁻ イオンの生成法 [26] を流用 している。Xe ランプからのパルス光を光ファイバで標 的チェンバー内に引き入れ、アルミ製ファイバホルダー の散乱面に照射することで、(H⁻ やその他のイオンとと もに) H⁺ イオンが得られる。H⁺ イオン生成過程の詳 細はわかっていないが、標的チェンバーの真空環境下 (10^{-6} Pa – 10^{-5} Pa) では、アルミ表面付着ガスの紫外光 による光分解での生成が原因と考えている。H⁺ イオン の同定は、パルス照射光が直接 MCP で検出された時間 を基準とした信号検出時間とその加速電圧依存性の測定

- J-PARC ミューオン g-2/EDM 実験との技術シナジー -

ミューオニウムの 1S-2S レーザー分光実験は J-PARC ミューオン g-2/EDM 実験との技術シナジー が期待される。g-2/EDM 実験は、ミューオンの異常 磁気モーメントと電気双極子モーメントを,先行研究 と異なる方法を用いて世界最高精度で測定すること を目指している。この目標を実現するため、低エミッ タンスのミューオンビームという革新的な技術を用 いる。低エミッタンスミューオンビームは、室温に熱 化して非常に小さなエミッタンスを持つ超低速ミュー オン群を加速することで得る。シリカエアロゲル標的 は、そのミューオニウム生成 · 放出特性を利用し、超 低速ミューオン群生成のための減速体として開発さ れてきた [18-20, 27]。g-2/EDM 実験ではシリカエア ロゲルから放出された室温のミューオニウムを、波長 122 nm の真空紫外パルスレーザー (Lyman- α 光, 図 1 右側) [28] により, 一光子励起による 1S-2P 遷移を

経てミューオニウムをイオン化する計画である。しか しながら真空紫外パルスレーザーの開発は新規性が高 く, 高強度化のために克服すべき課題もある。

一方 1*S*-2*S* レーザー分光実験では,Phase-0 にお いて波長 244 nm の深紫外パルスレーザーを用いて 1*S*-2*S* 状態間を二光子励起する。遷移強度の高い 1*S*-2*P* 遷移による一光子共鳴イオン化と比べると 2*S* 経 由の二光子共鳴イオン化はレートが劣るが,深紫外の 波長帯であれば技術は十分に成熟しており,レーザー の大強度化が比較的容易である。そのため,大強度パ ルスレーザーの開発により *g*-2/EDM 実験の超低速 ミューオン源への活用が期待できる。実験 Phase-0 で は、5~10 mJ 程度の 244 nm パルスを開発し,実験シ ステムの性能を評価する。その後 244 nm パルスの大 強度化を進め,*g*-2/EDM 実験などへの応用を検討し ていく。



図 5: 超低速ミューオンビームの輸送シミュレーションにおけ るイベントディスプレイ。桃色の曲線が超低速ミューオンの 軌跡を表す。(Geant4 を使用。)

から行っている。H⁺ イオンの信号検出率や飛来位置プ ロファイル測定 (ビームプロファイルモニタ用二次元検 出 MCP [29] を使用) から, ビーム光学系の調整やシミュ レーションとの比較を進めている。

レーザーを含めた測定系全体のコミッショニングには Optical Parametric Oscillator (OPO) パルスレーザー (波長 243 nm)を用いた。標的チェンバー内の残留ガス を共鳴イオン化し,生成した H⁺ イオンを MCP で検出 した。図 6 は OPO レーザーによる水素原子共鳴イオン 化の測定結果である。図中 616 THz 付近にある赤破線は 水素原子の二光子共鳴周波数を示していて,丸点が MCP における H⁺ イオンのカウント数を示す。二光子共鳴周 波数のところでカウント数にピークが見られており,標 的チェンバー内での H 原子二光子共鳴イオン化に成功し たと考えている。

4 レーザーシステム

実験で使うレーザーは図 2(b) に示すように CW の 外部共振器型半導体レーザー (波長 976 nm) を Master oscillator として用い,数段の光アンプおよび非線形波長 変換を経て 244 nm 光を生成する。実験 Phase-0 用には パルスアンプも用いる。

この章ではすべての光源の基礎となる Master oscillator とその線幅狭窄化についてまず説明し,次にミューオ ニウムを高効率に二光子励起するために必要なレーザー 光強度などについて説明する。その後,実験 Phase-0 用 に開発を進めているパルスレーザーシステムについて説 明する。Phase-0 実験用のパルスレーザーシステムは,大 強度化を進めることで超低エミッタンスミューオンビー ムを大量に生成できる可能性があるため, g-2/EDM 実



図 6: レーザー共鳴イオン化における H⁺ イオン計数率のレー ザー周波数依存性。標的チェンバー内に残留する H 原子ガ スがレーザーイオン化されていると考えられる。MCP から の信号をオシロスコープ上で観測し,ノイズレベルを超えた ものを信号として 5 分間カウントした。丸点が本実験で得ら れた信号で,条件を変えて複数回測定した。616 THz 付近に ある赤の破線は岡山大における別の実験で較正した二光子共 鳴周波数を示す。丸点のピークと一致しており,標的チェン バー内での H 原子二光子イオン化に成功したと考えられる。

験を始めとする各方面から期待されている技術でもある。 大強度化の方法についても簡単に述べる。基礎的事項と してパルスレーザーと CW レーザーの違いを囲み記事で 簡単に説明する。

4.1 Master Oscillator と線幅狭窄化

Master oscillator の周波数測定および線幅狭窄化には Er ドープ光ファイバ光コムシステムを用いる。光コム とは時間領域において繰り返し周期 $T = 1/f_r$ で発振す る超短パルス列 (パルス幅 τ ~ 10 fs) を発生させるレー ザーである。このような超短パルス列の周波数スペクト ルは櫛 (comb) の歯のように fr で等間隔にインパルスが 並んだものとなるので、光周波数を正確に測るための目 盛りとして使うことができる。ただし何も制御しないと 各コムモードの絶対周波数が揺らぐため,高Q値の光共 振器に周波数安定化した波長 1.5 µm の狭線幅レーザー を用いて光コムの絶対周波数を安定化する。高 Q 値光共 振器には超低熱膨張ガラスを用い, 共振器長の温度ドリフ ト (つまりレーザー周波数のドリフト) を極限まで小さく する。このようにして光周波数の精密測定が可能となる。 それだけでなく、コムモードのうちの1本に半導体レー ザーの出力光を安定化することで、半導体レーザーの線 幅を100 Hz 以下に狭窄化し、さらに長期ドリフトも抑え ることが可能である。こういった線幅狭窄化の方法は原 子物理分野では良く用いられる手法であり,数100 Hz 程 度の線幅は比較的容易に実現可能である [30,31]。また, 光コムは 1999 年に始めて実現されたもので, RAL の実 験では用いられていない。そのため RAL 実験では周波

~ パルスレーザーと CW レーザー -

4.2 節で述べたように、励起レートを上げるには レーザー光の強度が重要となる。ここで簡単にパルス レーザーと CW レーザーのメリット・デメリットを 比較する。具体例として平均パワー4 W, ビーム直径 $2w_0 = 1 \text{ mm} o \nu$ ーザー光を仮定し、得られる光強度 と線幅を下表にまとめた。

	光強度	線幅
パルスレーザー	高いピーク強度	線幅が広い
	$2 \ {\rm GW/cm^2}$	$>44 \mathrm{~MHz}$
CW レーザー	強度が低い	狭線幅化可能
	$1 \ \rm kW/cm^2$	$\sim 100~{\rm Hz}$

パルスレーザーのメリットはピーク強度が高いこと で、例えば繰り返し 25 Hz,パルス幅 10 ns のパルス 光の場合,1パルスあたりのエネルギーが 160 mJ と なるので、ピーク強度は

$$\frac{160 \text{ mJ}}{10 \text{ ns}} \frac{1}{\pi w_0^2} = 2 \text{ GW/cm}^2$$
と非常に高い値が得られる。一方でスペクトル線幅は
フーリエ限界でリミットされ、ガウシアン形状のパル

数較正誤差が不確かさを増加させていた。現在では光コ ムを用いることで 15 桁以上の正確さで光周波数を測るこ とが可能となっており,本研究でもこの技術を活用する。

狭線幅化した Master oscillator の出力は,光半導体ア ンプおよび Yb ドープファイバによるファイバアンプを 用いて十分なパワーまで増幅する。実験 Phase-0 および Phase-1 用には 5 W 以上,実験 Phase-2 用には 10~20 W の出力を目標としている。増幅した CW 光は 2 段階の非 線形波長変換により 4 倍の周波数にあたる 244 nm 光を 生成する。CW 光の高効率波長変換技術も成熟した技術 であり,可視領域の 2 倍波発生 (488 nm) では変換効率 60% ~ 90% [32],深紫外領域の 4 倍波発生でも 50% 程 度の変換効率が期待できる。なお,実験 Phase-0 では数 W に増幅した CW 光をさらにパルス増幅して 20 mJ 程 度のパルスを生成し,2 段階の波長変換で 5~10 mJ 程度 の 244 nm パルス光を生成する。

4.2 二光子励起レート

レーザーによるミューオニウムの二光子励起レート Rは、レーザー光強度が I < 1 MW/cm² 程度の弱励起の

スの場合原理的に 44 MHz 以下にはならない。しか も、一般にパルスレーザーはパルス発振中にレーザー 媒質中の屈折率が急激に変化するため、発振周波数が 数 10MHz 程度揺らぐ (チャープされる) ことが知られ ている。そのため 10 ns パルスでは線幅 100 MHz 程 度が限界である。

これに対し, CW レーザーでは線幅を数 100Hz 以下 にすることは比較的容易なため, 狭線幅の精密レーザー 分光には適している。一方で, 光強度は高々 1 kW/cm² 程度にしかならないため, 二光子励起のレートは非常 に低くなる (式 (7))。そのため CW 光では光共振器を 用いてパワーを増強する。光共振器を用いると, 共振 器内部のパワーは 10 倍 ~100 倍程度に増強できる上, 1 次ドップラーシフトを完全にキャンセルすることも 可能である。

以上から,実験の初期段階では励起効率の高いパル スレーザーを用いて実験装置全体の最適化を進め,最 終的な精密測定では CW レーザーを用いるという使い 分けを行う。

場合次式のように書ける。

$$R = N_{\rm Mu} \times 4.6 \times 10^{-8} \left(\frac{I}{1 \text{ kW/cm}^2}\right)^2 \left(\frac{t_0}{100 \text{ ns}}\right)^2 (7)$$

ここで N_{Mu} はミューオニウム数である。 t_0 はレーザー とミューオニウムの相互作用時間であり,

$$\frac{(\nu - \vec{v} - \vec{v}$$

で決まる。典型的な数値として、パワー4WのCWレー ザー光を直径1mmに絞ると光強度は $I \sim 1 \text{ kW/cm}^2$ で あり、300 Kのミューオニウム (速さ 8.1 km/s) との相 互作用時間は $t_0 \sim 100 \text{ ns}$ となる。この式からわかると おり、光強度が高く相互作用時間が長いほど励起レート は高くなる。したがってシグナルレートを上げるために は、できる限りレーザーの出力を高くすることが重要で ある。また、ミューオニウム温度の冷却もシグナルレー ト向上に有効である。

4.3 高効率励起用パルスレーザー

半導体光アンプやファイバアンプで数 W に増幅した CW 光からパルス光を作るには,さらにパルス増幅が必 要である。というのも,例えば4 W の CW 光を単に切り 出して 10 ns のパルスを作りだしたのでは、40 nJ のパル スにしかならないためである。実験 Phase-0 では 20 mJ 程度の 976 nm パルスが必要なので, 6 桁程度の増幅が必 要である。そのために重要なのは初段で 0.5 mJ 以上の狭 線幅パルスを作る技術である。パルスの増幅では、種光 の入射パワーが不十分な条件でゲインを上げすぎると*6, 自然放出光を種としたインコヒーレントな雑音パルスが 発生してしまう。雑音パルスは線幅が非常に広く二光子 励起にはほとんど寄与しない。そのため、雑音を抑えつ つコヒーレントな種光の特性を保ったパルスのみを増幅 するよう, 共振器などを活用して種光の入射パワーをで きるだけ増強するなどの工夫が必要になる。これには増 幅したい波長におけるゲイン媒質の特性により様々な解 があり得る。図7に示すように初段のパルス増幅方法に はいくつかの手段があり、どの方法がベストかは試して みないとわからない。そのため、我々は岡山大と KEK で協力しながら複数の方法を試している。初段で 0.5 mJ 以上のパルスを作ることができれば、自然放出雑音に打 ち勝つ十分な強度となるため、後段のパワーアンプで数 10 mJ 以上に増幅することは容易となる。なお、大量の 超低エミッタンスミューオンビームを作るためには基本 波の波長で 500 mJ 程度まで増幅する必要がある。この ための R&D は必要だが、十分実現可能と考えている。

(a) 注入同期型レーザー発振器

狭線幅パルス光を作るために良く用いられる手法であ る [33]。光共振器を用いることで共振器内部の種光は増 強され,かつ後述のマルチパスよりも多数回ゲイン媒質 を通過させられるため,媒質のゲインが低い場合はこの タイプが有利となる。我々はこの方法で Ti:Sapphire に よりパルスエネルギー 5 mJ,時間幅 200 ns,線幅 4 MHz (ほぼフーリエ限界) と十分な性能を持つパルス発生に成 功しており,さらなる増幅のための最適化や長期安定度 測定などのテストを進めている。図 8 は開発中の注入同 期型 Ti:Sapphire レーザーの写真である。

(b) マルチパス増幅器

媒質のゲインが十分高い場合,CW の種光を切り出 した微弱パルスを何度も往復させるマルチパス増幅器で も十分なパルス増幅が可能である。CW 光を切り出す ため任意の時間幅・時間波形パルスを作り出せる点がメ リットである。ゲイン媒質として Ti:Sapphire を用いて 976 nm CW 光を切り出したパルスの増幅を試みたが, Ti:Sapphire のゲインは 800 nm 付近が最大で 976 nm で



媒質に応じて様々な種類があり得るが、ここではすべてパ ルス Nd:YAG レーザーの 2 倍波 (532 nm) としている。 Ti:Sapphire レーザーや光パラメトリックアンプのポンプ光 として用いられるものである。(a) 注入同期型レーザー発振 器。これは厳密には増幅器ではないが、狭線幅の弱いパルス 光を生成するために良く用いられる。光共振器内にゲイン媒 質を設置し、そこへ弱い CW 光を注入する。共振器を CW 光に共鳴させた状態で励起レーザーパルスを入射するとレー ザー発振が強く起こり、入射光と同じ周波数の狭線幅パルス 光が発生する。自然放出雑音による自発的レーザー発振を防 ぐため共振器内に波長分散素子 (プリズム等)を入れ,種光 の波長帯のみを選択的にレーザー発振させることが重要であ る [33]。(b) マルチパス増幅器。弱いパルス光を入射し、ゲ イン媒質を何度も往復させることで必要なパルスエネルギー まで増幅する。(c)再生増幅器。共振器内にゲイン媒質を設 置し、自発レーザー発振が起こらない程度に弱くゲイン媒質 を励起する。種光パルスが入射したタイミングで光スイッチ (ポッケルスセル)を動作させ、共振器内を何度も種光パルス が往復するように設定する。十分にパルスが増幅されたタイ ミングで再度光スイッチを動作させ、増幅パルスを共振器外 部へ取り出す。

はゲインがかなり低くなっているため,微弱な CW 切り 出しパルスを十分に増幅するには至らなかった。

一方, (a) の方式で発生させた数 mJ のパルス光であれ ばこの方法でも十分な増幅が期待できるため,現在その テストを進めている。

また,パルス光から非線形波長変換で 244 nm を生成 するためには,976 nm から出発して 2 回の 2 倍波発生

^{*6} 増幅したい波長におけるゲインは媒質の特性と励起の強さ (反転 分布量)で決まる。したがって励起レーザーの入射パワーである 程度ゲインを操作可能である

を経て 244 nm にする方法と,732 nm から出発して 3 倍 波発生により 244 nm にする方法の 2 通りある。732 nm では Ti:Sapphire のゲインが最大に近いため,CW 光を 切り出したマルチパス増幅でも十分なエネルギーのパル スを得られる可能性がある。現在 732 nm の外部共振器 型半導体レーザーを開発中であり,今後この波長のマル チパス増幅試験も行う予定である。

(c) 再生增幅器

再生増幅器はレーザー発振器よりもう少し凝った手法 である。共振器内部にゲイン媒質を置き,共振器へ種光 を入射させる点はレーザー発振器と似ているが,共振器 内部に光スイッチを設置する点が異なる。光スイッチを うまく動作させ,種光パルスが来たタイミングでスイッ チを開いて共振器内部へ種光を導入し,すぐにスイッチ を閉じて種光パルスを共振器内部で何度も往復させて増 幅する。十分増幅されたタイミングでスイッチを開き, パルスを外部へ取り出す。Ti:Sapphire では十分なゲイ ンが得られなかったが,Ybドープファイバをゲイン媒質 として用いることで十分増幅できることがわかった。現 在この方法でのパルス発生もテストしている。

(d) 励起用レーザー

パルス増幅のためには励起用のパルスレーザーが必要 となる。Ti:Sapphire をゲイン媒質として用いる場合,波 長 532 nm のパルスが必要となる。また,実験 Phase-1, Phase-2 では 2S 状態に励起したミューオニウムをイオ ン化するために 355 nm の高強度パルスが必要となる。 これらはすべて Nd:YAG レーザーの 2 倍波, 3 倍波で得 られる。市販されている Nd:YAG レーザーはフラッシュ ランプ励起のものが大半だが,ランプ励起は長期安定性 に課題が多い上,エネルギー利用効率が低いため投入電 力の大半は熱として損失する。廃熱処理の負担は施設の 空調管理にも悪影響を与える。そのため,我々は半導体 レーザー励起の Nd:YAG レーザーを開発することした (図 9)。なお,この技術は著者の一人 (吉田) が参画する JST の未来社会創造事業により開発された成果の一部を 応用した。

図 9: 開発中の半導体レーザー励起 Nd:YAG レーザー。手前中央やや右手に見える素子が励起半導体レーザー,奥が

4.4 今後の大出力化

Nd:YAG 結晶である。

1S-2S 精密レーザー分光の実験 Phase-0 では,20 mJ 程度の 976 nm パルスを波長変換し,5~10 mJ 程度の 244 nm パルスを得ることを目標としている。Phase-0 の 結果を後述のシミュレーションにフィードバックするこ とで,244 nm パルス出力に対する超低速ミューオン生成 数を高い精度で予想できることとなる。

超低速ミューオンは g-2/EDM 実験だけでなく物性実 験, Mu-Mu 変換やミューオントラップなど様々な研究へ の応用が期待されている。深紫外領域である 244 nm 光 は, 最終段の波長変換まですべて固体素子で構築可能で, 大気による光の吸収もないため大気中を取り回すことが でき,取り扱いが容易である。そのため比較的コンパク ト・低コストで開発でき,高い長期安定性も期待できる。 したがって, Phase-0 実験の結果を踏まえた上で 244 nm パルスの高出力化に成功し,超低速ミューオンの大量生 成が可能となれば, 1*S*-2*S* 二光子共鳴イオン化による超 低速ミューオンの利用が今後大きく広がる可能性がある。

この目的のためには Ti:Sapphire 用いた 732 nm 光 源開発が有望だと考えている。先にも述べたとおり Ti:Sapphire の 732 nm におけるゲインはかなり高い。 そして (a) の注入同期型レーザー発振器は種光の波長を 変えるだけですぐに 732 nm パルス発生に転用可能であ る。さらに (b) のマルチパス増幅を多段にすることで大 強度化する計画である。



図 8: 開発中の注入同期型 Ti:Sapphire レーザー。中央やや左 手に見える素子が Ti:Sapphire 結晶。



5 シミュレーションスタディ

ミューオニウム 1*S*-2*S* 状態間周波数の実験感度を見 積もるため,シミュレーションスタディを行った。な お,波長 244 nm 光共振器の設計は決定していないので Preliminary な結果であることをお断りしておく。

このシミュレーションは g-2/EDM 実験グループ, 特 に北京大学の張策氏のスタディを基にしている。まず S2 エリアで利用できるミューオンビームの時間, 空間分布は G4beamline を用いたミューオンビーム輸送シミュレー ションにより評価した。またミューオンビームフラック スの見積もりには既に稼働している S1 エリアのデータ を使用した。ミューオンビームのうちシリカエアロゲル 中に停止してミューオニウムとなり, 下流に放出される割 合は g-2/EDM 実験グループで開発されたミューオニウ ムの拡散シミュレーション [34] を用いて 2% 程度と見積 もった。得られたミューオニウムの時間・空間分布を図 10 に示す。



図 10: (a) シリカエアロゲル標的よりミューオニウムが放出 される時刻分布。このシミュレーションではシングルバンチ のミューオンビームを仮定している。(b) (inset) シリカエア ロゲル標的より放出されるミューオニウムの空間分布。この シミュレーションでは半径 39 mm のシリカエアロゲル標的 を使用している。244 nm レーザーは X 軸方向を通過するた め、シリカエアロゲル標的に入射するミューオンビームの Y 方向の幅が狭くなるようにチューンしている。

次にミューオニウムとレーザーの相互作用による 1*S* 状態から 2*S* 状態への励起,及びイオン化のシミュレー ションを行う。この数値シミュレーションは水素原子の 1*S*-2*S* 分光で用いられてきたシミュレーションを基に しており,その詳細は例えば [35] を参考にされたい。シ ミュレーションで生成された個々のミューオニウムは, エアロゲルから放出される時刻・位置・速度の情報を持っ ている。図 11 のようにレーザー入射位置を z₀,レーザー



図 11: シミュレーションに用いた励起レーザーの配置図。エ アロゲルから z₀ 離れた位置に,ビーム直径 2w_L でピーク強 度 I₀ のレーザーを入射する。

ビーム直径を 2w_L, レーザーピーク強度を I₀ とすると, 個々のミューオニウムが感じるレーザー電場強度が計算 できる。このレーザー電場によって 2S 状態へ励起され る遷移確率を,光学 Bloch 方程式 (時間依存シュレーディ ンガー方程式)を解いて求める。本シミュレーションで はイオン化やミューオン崩壊などの緩和過程と 2 次ドッ プラー効果や AC シュタルク効果(レーザーの光電場が 引き起こす周波数シフト)による周波数シフトを考慮に 入れている。エアロゲルから放出される全ミューオニウ ムに対し個別にイオン化される確率を求め,平均するこ とでイオン化効率を求めた。最後にイオン化された µ⁺ の下流ビームライン輸送シミュレーションは Geant4 を 用いて行い,輸送効率は 60% 弱と見積もった。

図 12 はシミュレーション結果の一例で、Phase-2 実 験で期待されるスペクトルをプロットした。レーザーの 周波数を共鳴付近で掃引し、観測されたイオン化ミュー オンの個数をプロットしてフィッティングすることで 1S-2S 周波数を求める。この結果はレーザーを1往復だ けさせた場合のものである。ミューオニウムの空間分布 $(\phi_u \sim 40 \text{ mm})$ に対しレーザービーム径が 1 mm 程度と マッチングが悪いため、信号検出レートは決して高いと は言えない。しかしながら、シリカエアロゲル形状の工 夫によりミューオニウム生成数を増やし、レーザー光の 往復回数を増やすなどの工夫により信号レートを上げる 予定である。CW レーザーでは二光子励起効率はパルス レーザーよりずっと低く、また励起効率は CW レーザー 強度 I の 2 乗にほぼ比例するため (式 (7)), ハイパワーの CW レーザー共振器を製作することがこの実験の重要な ポイントとなる。なお、背景事象の予測は現段階では難 しく、Phase-0 実験のデータから見積もることになる。

この実験では統計誤差が支配的になり得るため,ハイ パワー光共振器を長期間安定に運用することが重要にな る。共振器内部の光パワーは Phase-1 実験では 20 W, Phase-2 実験では 40 W を想定している。一方系統誤差 のうち最も大きいものは 2 次のドップラー効果である。



図 12: Phase-2 実験で期待される信号スペクトル。MLF の陽 子ビーム強度は 1 MW を仮定。

この2次ドップラー効果はミューオニウムの1*S*-2*S*周波 数をシフトさせる。シフトの大きさはミューオニウムの 速度, つまり温度に依存する。エアロゲルより放出され るミューオニウムの温度は *g*-2/EDM 実験グループによ り評価されており, 2次ドップラーシフト量の誤差に換算 すると 30 kHz 程度と見積もっている。本実験は常温の エアロゲル標的を使用する予定であるが, 冷却した標的 を用いることで更に 2 次ドップラー効果の影響を小さく することも可能である。AC シュタルク効果や, レーザー 周波数のキャリブレーションなどの他の不定性は 10 kHz 以下に抑えられると見積もっている。必要な統計量を取 得できれば, ミューオニウム 1*S*-2*S* 状態間周波数の目標 精度である 1 MHz (Phase-1, 2021~2022 年), 100 kHz (Phase-2, 2023 年以降) を達成できる見込みである。

6 おわりに

本稿では 2019 年度から J-PARC でスタートしたミ ューオニウムの 1*S*-2*S* 精密レーザー分光実験について説 明した。この研究は基礎物理定数であるミューオンの質 量を精密に決定し, CODATA 推奨値の精度を数年で向 上させることを目指している。最先端のミューオニウム 生成技術とレーザー技術を組み合わせることで測定精度 を向上する余地は大いに残されており, 我々の目標実現 は十分可能であると考えている。

基礎物理定数の精度を向上させることは広く科学技術 全般に影響する重要な問題であり、先進国の一員として 日本が積極的に寄与していくことは世界的見地からも 重要と言える。本研究で目指す m_{μ} の精度向上により、 ミューオニウムの基底状態超微細分裂の理論誤差を現状 の511 Hz から 40 Hz 程度へ低減できるため、MuSEUM 実験の進展と合わせることでいよいよ標準理論の精密検 証が可能になる。さらに m_{μ} の精度改善は g-2 anomaly で見えている可能性のある新物理の検証にも貢献する。 加えて、1S-2S 遷移精密レーザー分光の研究単独でも、 測定の精度が上がるとミューオンと電子に結合する未知 のスカラー粒子の探索が地上実験により可能となる [4]。 本研究を通じて開発する技術を発展させることで、超低 速ミューオン生成への応用も期待できる。このように展 望のあるプロジェクトに興味を持たれた方 (特に若手) が いらしたら、ぜひご連絡いただければ幸いである。

7 謝辞

本研究は JSPS 科研費 JP19H05606, JP19H00687, JP20H05646, JP18H05226, JP20H05625 の助成を受 けて進めた。半導体レーザー励起 Nd:YAG システムの開 発に関しては, JST,未来社会創造事業 JPMJMI17A1 で得られた成果の一部を応用している。高安定レーザー の開発に関しては,文部科学省,光・量子飛躍フラッグ シッププログラム (Q-LEAP) プロジェクトで得られた 成果の一部を応用している。

なお,本研究を進めるにあたり,MLF ミュオン実験施 設の皆様には継続して多大なるご支援・ご協力をいただ いており,ここに感謝いたします。

参考文献

- M. S. Safronova *et al.*, Rev. Mod. Phys. **90**, 025008 (2018).
- [2] 長島順清, 日本物理学会誌 60, 171 (2005).
- [3] K. P. Jungmann, J. Phys. Soc. Jpn. 85, 091004 (2016).
- [4] C. Frugiuele, J. Pérez-Ríos, and C. Peset, Phys. Rev. D 100, 015010 (2019).
- [5] P. J. Mohr and B. N. Taylor, Rev. Mod. Phys. 72, 351 (2000).
- [6] M. I. Eides, Phys. Rev. A 53, 2953 (1996).
- [7] D. Nomura and T. Teubner, Nucl. Phys. B 867, 236 (2013).
- [8] T. Asaka, M. Tanaka, K. Tsumura, and M. Yoshimura, arXiv:1810.05429 (2018).
- [9] M. I. Eides, Phys. Lett. B **795**, 113 (2019)
- [10] W. Liu et al., Phys. Rev. Lett. 82, 711 (1999).
- [11] K. Shimomura, AIP Conf. Proc. 1382, 245 (2011); S. Kanda *et al.*, arXiv:2004.05862;
 S. Nishimura *et al.*, arXiv:2007.12386.
- [12] S. Chu *et al.*, Phys. Rev. Lett. **60**, 101 (1988).
- [13] V. Mayer et al., Phys. Rev. Lett. 84, 1136 (2000);

I. Fan *et al.*, Phys. Rev. A **89**, 032513 (2014).

- [14] P. Crivelli, Hyperfine Interact. **239**, 49 (2018).
- [15] M. Abe *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2019**, 053C02.
- [16] Y. Miyake *et al.*, Hyperfine Interact. **216**, 79 (2013); Yasuhiro Miyake *et al.*, JPS Conf. Proc. **2**, 010101 (2014).
- [17] G. A. Beer et al., Phys. Rev. Lett. 57, 671 (1986).
- [18] G. A. Beer *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2014**, 091C01.
- [19] 三部勉,石田勝彦,高エネルギーニュース **35-2**, 110 (2016).
- [20] J. Beare et al., arXiv:2006.01947.
- [21] A. Huber et al., Phys. Rev. A 59, 1844 (1999).
- [22] R. Kitamura *et al.*, Phys. Rev. Accel. Beam, accepted (2021), 北村遼, 博士論文 (東京大学) (2018)
- [23] P. Bakule *et al.*, Spectrochimca Acta B 58, 1019 (2003); P. Bakule *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. B 266, 335 (2008).
- [24] S. Bae *et al.*, Phys. Rev. Accel. Beams **21**, 050101 (2018).
- [25] 大谷将士,北村遼,近藤恭弘,高エネルギーニュース **37-1**, 20 (2018).
- [26] Y. Nakazawa *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **937**, 164 (2019).
- [27] P. Bakule *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2013**, 103C01.
- [28] 斎藤徳人 他, めそん 36, 43 (2012); N. Saito *et al.*,
 Opt. Express 24, 7566 (2016).
- [29] B. Kim *et al.*, Nucl. Instrum. Meth. A **899**, 22 (2018).
- [30] 植竹智, 高橋義朗, レーザー学会誌 38, 487 (2010).
- [31] A. Yamaguchi, S. Uetake, *et al.*, New J. Phys. 12, 103001 (2010).
- [32] T. Südmeyer *et al.*, Opt. Express **16**, 1546 (2008).
- [33] M. Hori and A. Dax, Opt. Lett. 34, 1273 (2009).
- [34] P. Bakule *et al.*, Prog. Theor. Exp. Phys. **2013**, 103C01 (2013).
- [35] M. Haas et al., Phys. Rev. A 73, 052501 (2006).